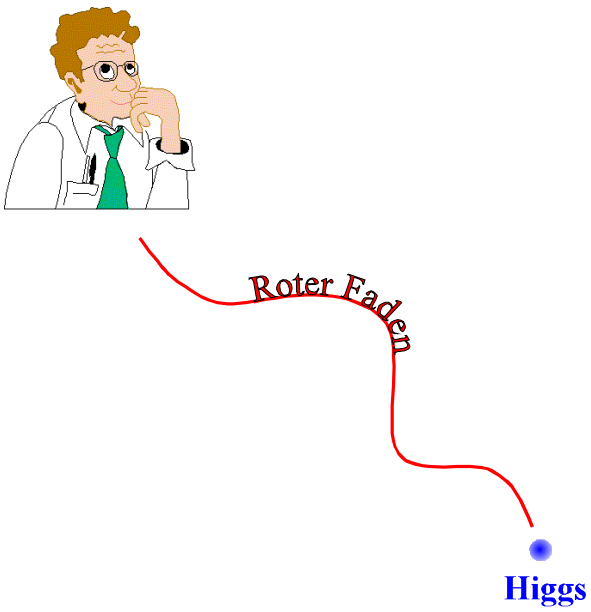
Higgs-Felder oder Higgs-Teilchen

Wieso? Weshalb? Warum?

Lauter Fragen - keine Antworten?



Copyright 2013-15 by G. Heinrichs

0. In letzter Zeit sind die Higgs-Teilchen durch Presse und Fernsehen berühmt geworden - nicht zuletzt durch die Vergabe des Physik-Nobelpreises 2013. Zahlreiche populärwissenschaftliche Publikationen haben versucht klar zu machen, worum es sich bei diesen Teilchen handelt und welche Bedeutung sie im Rahmen der modernen Teilchenphysik haben. Im MINT-Zirkel vom Mai 2012 findet man eine schöne, kurze Beschreibung.

Das erfährt man...	**Das fragt man sich vielleicht...**
Teilchen "haben offenbar [von sich aus] keine Masse, sondern sie scheinen sie irgendwie zu bekommen."	Zeigen die Experimente (z. B. e/m-Versuch) offensichtlich nicht das Gegenteil? **Warum** oder **wozu** dieses merkwürdige "Bekommen" von Masse? **Warum** fragt man sich nicht, woher die Teilchen ihre Ladung erhalten?
Die Masse kommt aus [der Wechselwirkung mit] einem unsichtbaren Feld, dem Higgs-Feld.	**Wie** soll dieser Higgs-Mechanismus funktionieren?
Das Higgs-Teilchen kann man sich als Portionen des [Higgs-]Feldes vorstellen.	Ist das vergleichbar mit den Photonen, die man sich als (Energie-)Portionen einer elektromagnetischen Welle vorstellen kann?
Ohne das Higgs-Teilchen müssten neue Theorien zum Aufbau der Welt erforscht werden.	**Warum** überhaupt ist das Higgs-Teilchen für die Physiker von derart entscheidender Bedeutung? **Warum** gab es bei der Entdeckung des 5. und 6. Quarks nicht einen derartigen Rummel?

Da und dort findet man Versuche einer Antwort auf derartige Fragen: Besonders pikant in diesem Zusammenhang sind das Honig-Modell*[1] und das Gerüchte-Modell für den Higgs-Mechanismus. Sie versuchen klar zu machen, wie das Higgs-Feld bei den Teilchen für eine Trägheit und damit für (träge) Masse sorgt. Da fühlt man sich an die teleologischen Argumente eines Aristoteles erinnert: Ein Körper ohne äußeren Antrieb kommt zum Stehen, weil dies sein Ziel-Zustand ist. Oder: Ein Körper fällt zu Boden, weil er den für ihn bestimmten Platz anstreben möchte. Ich dachte, wir wären spätestens seit Galilei schon etwas weiter.

Warum tun sich populärwissenschaftliche Publikationen so schwer mit diesem Thema? Die Antwort ist sehr einfach: Weil die zugrundeliegenden Ideen und Motive sehr komplex und auch abstrakt sind; und das ist m. E. auch der Grund dafür, dass man dieses Thema ohne entsprechende Vorkenntnisse*[2] eigentlich genauso wenig verstehen kann, wie man einen fremdsprachlichen Text ohne Grammatik-Kenntnisse übersetzen kann.

1. Zur Beschreibung von Elementarteilchen benutzen Physiker die sogenannte relativistische Quantenelektrodynamik bzw. die allgemeinere relativistische Quantenfeldtheorie. Mithilfe

dieser Theorien kann man Formeln für Wirkungsquerschnitte und Lebensdauern herleiten. Leider sind die dabei benutzten Integrale häufig divergent. Es gibt jedoch ein Verfahren, mit dem diese Divergenzen beseitigt werden können; man bezeichnet es als **Renormierung**. Glücklicherweise brauchen wir für das Verständnis der Higgs-Teilchen weder wissen, wie die Integrale aussehen, noch wie man die Renormierung durchführt. Wichtig ist hier nur, dass es diese Divergenzen gibt und dass es Verfahren zu deren Beseitigung gibt.

2. In der Quantentheorie haben die Potentiale $\vec{A}$ und φ eine größere Bedeutung als die Felder $\vec{E}$ und $\vec{B}$. Sie wirken sich direkt auf die Wellenfunktionen der Teilchen (z. B. Elektronen) aus. Allgemein bekannt ist: Wenn man alle Potentialwerte um einen festen Wert verändert, ändert sich das physikalische System nicht. Es gibt allerdings auch andere, kompliziertere Transformationen, welche diese Eigenschaft haben. Sie können sogar von Ort zu Ort verschieden sein. Solche Transformationen bezeichnet man als **lokale Eichtransformationen**.

   Wenn $\vec{A}$ bzw. φ verändert werden, dann muss sich auch die Phase der komplexwertigen (Elektronen-) Wellenfunktion passend verändern, damit sich die Bewegungsgleichungen nicht ändern: $\psi(t,\vec{x}) \rightarrow \psi(t,\vec{x}) \cdot e^{i \cdot \alpha(t,\vec{x})}$. Umgekehrt kann man auch jede Phasenänderung beim Elektron (oder anderen Teilchen) auf ein entsprechendes $\vec{A}$ bzw. φ zurückführen (Aharanov-Bohm-Effekt). Nicht bei allen Theorien gelingt diese Anpassung der Potentiale und der Phase der Wellenfunktion; wenn sie aber gelingt, nennt man die Theorie **eichinvariant**.

3. Die elektromagnetische Wechselwirkung ist durch $\vec{A}$ und φ bestimmt; diese Potentiale erfüllen im leeren Raum eine Wellengleichung, z. B.:

   $$\Box \vec{A} = 0; \qquad [1]$$

   Dabei ist □ der d'Alembert-Operator $\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.*[3]

   Photonen lassen sich mit der Gleichung [1] beschreiben. Sie gelten als die **Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung**.

   Andere Bosonen, die eine Masse haben, werden durch die **Klein-Gordon-Gleichung** beschrieben:

   $$(\Box + m^2)\,\psi = 0 \qquad [2]$$

   Der Unterschied liegt im Wesentlichen in dem Massenterm. Beispiele für solche Bosonen sind die W-und Z-Bosonen. Diese gelten als Austauschteilchen für die Schwache Wechselwirkung.

Die Funktionen, welche die Austauschteilchen beschreiben, nennt man allgemein **Felder**. Man spricht also von Photonen- oder W-Bosonen-Feldern.

Ob Austauschteilchen eine Masse haben, ist entscheidend für die **Reichweite der Wechselwirkung**: Diese ist um so größer, je kleiner die Masse ist. Ist die Masse 0, so ist die Reichweite unendlich groß. Dies kann man sich so klar machen:

Die Wellenfunktion $\varphi(r)$ eines Austauschteilchens ergibt sich aus [2] nach Separierung des zeitabhängigen Anteils $\exp(-i\,E\cdot t)$ zu $\varphi(r) = \frac{C\exp(-m\cdot r)}{r}$; dabei wird davon ausgegangen, dass für die Gesamtenergie $E \to 0$ gilt, d. h. die Bindungsenergie etwa gleich der Ruheenergie ist. Die Reichweite nimmt dann exponentiell mit dem Abstand r ab. Falls allerdings wie bei den Photonen $m = 0$ gilt, dann hat die Exponentialfunktion den Wert 1 und die Reichweite ist unendlich groß.

Auch ohne die Differentialgleichung [2] kann man sich diesen Sachverhalt plausibel machen: Das Austauschteilchen muss sich aus dem Vakuum für seine Ruhemasse m Energie borgen: $\Delta E = m$. Wegen der Unbestimmtheitsrelation $\Delta E\cdot\Delta t \approx 1$ beträgt die mögliche Borgezeit Δt etwa $\Delta t = \frac{1}{m}$. In dieser Zeit kann das Austauschteilchen die Strecke $\Delta x = c\,\Delta t = \frac{1}{m}$ zurücklegen. In den üblichen Einheiten ist dies gerade die Comptonwellenlänge $\lambda_C = \frac{h}{m\,c}$. Geht die Masse m gegen Null, wird die Reichweite unendlich groß.

4. *Jetzt kommt's*: Theorien mit Feldern, welche eine Masse haben, d. h. die sich durch eine Klein-Gordon-Gleichung mit $m \neq 0$ beschreiben lassen, sind **nicht eichinvariant**.

   Nun könnte man meinen: Na und? Ist das so schlimm? In der Tat: Vor ein paar Jahrzehnten hat man zeigen können: Jede eichinvariante Quantentheorie ist renormierbar. (Das zu beweisen, gelang als Erstem G. ´t Hooft; er bekam dafür einen Nobelpreis!) Bei nicht eichinvarianten Theorien ist das nicht gewährleistet; hier können also Divergenzen auftreten, die sich nicht beseitigen lassen. Man muss dann mit unsinnigen Ergebnissen rechnen.

   Dies ist der Grund dafür, dass Physiker Austauschteilchen mit Masse nicht leiden können. Sie können mit ihnen einfach nicht zuverlässig rechnen. Andererseits zeigen die Experimente, dass diese Austauschteilchen eine Masse haben. Was nun?

5. Wie schön hatte doch die Quantenelektrodynamik mit den masselosen Photonen funktioniert! Und jetzt Austauschteilchen mit Masse! Wie sollte man da die wunderbaren Verfahren, die man für die Photonen gelernt hatte, auf andere Wechselwirkungen übertragen?

Physiker sind immer schon etwas konservativ gewesen; sie hängen an bewährten Modellen und bleiben ihnen treu, selbst wenn es ausweglos erscheint. Deswegen meinten sie: Das darf doch einfach nicht sein, dass es massive Austauschteilchen gibt!

Tatsächlich ist die Masse der Austauschteilchen gar nicht so groß: Im Vergleich zur Planckmasse $m_P = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 2 \cdot 10^{-8}$ kg ist die Masse der W- und Z-Bosonen sogar geradezu winzig. Die Planckmasse beschreibt eine Obergrenze für die Masse von Mikroobjekten. Wird sie überschritten, versagen unsere bisherigen Beschreibungsmöglichkeiten; denn dann wird der Schwarzschildradius größer als die Comptonwellenlänge (vgl. Abschnitt 3).

Nun kam der Gedanke: **Könnte es nicht sein, dass diese Austauschteilchen in Wirklichkeit gar keine Masse haben und es nur so aussieht, als ob sie eine Masse hätten?!** Und tatsächlich konnten die Physiker mit dieser einfachen, aber doch mehr als merkwürdigen Idee das Dilemma lösen.

Ein anschauliches Beispiel soll das Grundsätzliche der Idee deutlich machen: Ein Helium-Ballon fällt im luftleeren Raum auf Grund seiner **wirklichen Masse** $m_W > 0$ nach unten; schließlich wirkt ja eine Kraft $F = m\,g$ nach unten. Befindet er sich in Luft, so steigt er wegen des Auftriebs nach oben. Wüssten wir nichts von der Luft-Umgebung, würden wir dem Ballon formal eine negative Masse zuweisen müssen, um diese Kraft- bzw. Bewegungsrichtung zu erklären. Wissen wir Bescheid über die Umgebung, ist klar: Die wirkliche Masse ist weiterhin größer als 0, aber der Ballon wechselwirkt so mit der Luft, dass er sich nach oben bewegt.

Für unsere massiven Bosonen haben die Physiker nun folgende Deutung: Die Bosonen haben **in Wirklichkeit** alle die Masse $m_w = 0$; es gibt aber in der Umgebung ein Feld; und aufgrund einer Wechselwirkung mit diesem Feld verhalten sich die Bosonen so, als hätten sie eine **effektive Masse** $m_{eff} > 0$. Dieses Feld wird **Higgs-Feld** genannt.

6. Wie soll so etwas funktionieren? Nun, als die Physiker darüber nachdachten, kannten sie schon längst Beispiele, bei denen Felder eine effektive Masse durch Wechselwirkung mit der Umgebung erhalten. Ein Beispiel ist die **Supra-Leitung**:

Für das Vektorpotential des elektromagnetischen Feldes gilt allgemein: $\Box \vec{A} = \vec{j}$. Durch die Cooper-Paare wird im Supraleiter ein Suprastrom erzeugt, der proportional zu $\vec{A}$ ist: $\vec{j} = -k\,\vec{A}$ mit einem positiven Wert für k. Damit gilt für das Vektorpotential im Innern des Supraleiters:

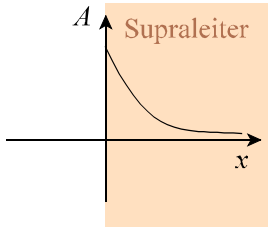


Abb. 1

$$(\Box + k)\vec{A} = \vec{0} \qquad [3]$$

Dies führt dazu, dass das $\vec{A}$-Feld vom Rand zum Inneren des Supra-Leiters exponentiell abnimmt. Für den statischen eindimensionalen Fall sieht [3] nämlich so aus:

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial x^2} - k \right) A(x) = 0$$

Gleichung [3] ist formal eine Klein-Gordon-Gleichung eines massiven Feldes mit $m_{eff} = \sqrt{k}$. Wenn man nicht den Suprastrom bedenkt, sieht es so aus, als ob die Photonen eine Masse $m_{eff} = \sqrt{k}$ hätten. In Wirklichkeit sind die Photonen natürlich auch im Supraleiter weiterhin masselos, nur die Cooper-Paare führen zu der Gleichung [3].

7. Nun kommen wir zu einem ersten **Higgs-Feld-Modell**. Es wird von den Physikern gerne benutzt, weil es mathematisch noch recht einfach ist und wesentliche Aspekte des so genannten Higgs-Mechanismus verdeutlichen kann. Aber es muss vorweg ganz klar gesagt werden: Das Modell ist zwar in sich schlüssig, es ist in unserer Welt aber nicht realisiert; deswegen soll zur Unterscheidung diese fiktive Welt im Folgenden "Einfach-Welt" genannt werden.

In unserer Einfach-Welt gehen wir von einem (komplexwertigen) Higgs-Feld Φ aus. Dieses Higgs-Feld soll die elektrische Ladung q besitzen; damit koppelt es an das elektromagnetische Feld an. Nach den Regeln der Quantenphysik führt das über die so genannte "minimale Ankopplung"*[4] zu einem Strom:

$$\vec{j} = (\textit{Terme mit Ableitungen von } \Phi) - 2q^2 |\Phi|^2 \vec{A} \qquad [4]$$

Nun ist es bei den meisten Feldern so, dass der **Grundzustand** des Systems, d. h. der Zustand mit der niedrigsten Energie vorliegt, wenn das Feld den Wert 0 hat. Das muss aber nicht unbedingt so sein. Ein Beispiel bilden Ferromagnete unterhalb der Curie-Temperatur; hier liegt innerhalb eines Weißschen Bezirkes bereits im Grundzustand eine Magnetisierung (und damit ein Magnetfeld) vor.

Die Physiker stellen sich nun vor, dass auch bei dem Higgs-Feld der Grundzustand bei einem Wert Φ_0 ungleich 0 angenommen wird (Mehr dazu im folgenden Abschnitt!). Ferner gehen sie von der Annahme aus, dass dieses Feld **räumlich und zeitlich konstant** ist. In diesem Grundzustand verschwinden also sämtliche Ableitungen von Φ und damit erhalten wir für die Stromdichte den Ausdruck $\vec{j} = -2q^2 |\Phi_0|^2 \vec{A}$. Ähnlich wie im Abschnitt 6 erhalten wir für das Vektorpotential $\vec{A}$ die Gleichung

$$(\Box + m^2)\vec{A} = \vec{0} \qquad [5]$$

mit $m = \sqrt{2}\, q\, |\Phi_0|$. Durch die Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld haben die Photonen

jetzt also eine effektive Masse erhalten: Wenn wir das Higgs-Feld nicht zur Kenntnis nehmen, dann müssen wir unsere Photonen jetzt als massiv ansehen. Dies bezeichnet man als **Higgs-Mechanismus**. Später werden wir diesen Begriff noch etwas präzisieren.

Das Higgs-Feld erfüllt - weil es räumlich konstant ist - den gesamten Weltraum, ganz so wie hier auf der Erde die Luft unsere Umgebung erfüllt. Und genauso wie die Luft bei allen Körpern auf der Erde für eine (geringe) Auftriebskraft - und damit auch für eine scheinbare (effektive) negative Masse bei Helium-Ballons - sorgt, so sorgt das Higgsfeld im ganzen Weltraum dafür, dass die Photonen eine effektive Masse erhalten.

Behalten wir das Higgs-Feld jedoch im Auge, ist das $\vec{A}$-Feld natürlich masselos und einer Renormierung steht nichts im Wege. Die Physiker versuchten deswegen jetzt, massive Felder auf masselose Felder zurückzuführen, welche mit einem Higgs-Feld wechselwirken. Sie gingen sozusagen vom Endpunkt des Higgs-Mechanismus zum Anfangspunkt. Könnte man auf diesem Weg auch mit massiven Austauschteilchen ohne Divergenzen rechnen? Genau diese Strategie hat man erfolgreich auf die Austauschteilchen der Schwachen Wechselwirkung, den W- und Z-Bosonen angewandt; und "erfolgreich" heißt hier: Die Theorie konnte durch die experimentelle Erfahrung bestätigt werden. Und auch dafür gab es Nobelpreise!

Wie oben schon gesagt, gibt es diesen Higgs-Mechanismus bei Photonen in Wirklichkeit nicht; ansonsten würden wir in der Natur massive Photonen und dementsprechend eine kurze Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung vorfinden. Derartiges wurde aber nie beobachtet. Bevor wir uns aber nun endlich dem realistischen Fall der Schwachen Wechselwirkung widmen, müssen wir uns jedoch noch einmal unserer nicht existierenden, aber lehrreichen Einfach-Welt zuwenden und damit unsere Kenntnisse über Higgs-Felder erweitern.

8. Wesentlich für das Funktionieren des Higgs-Mechanismus ist die Annahme, dass im Grundzustand des Systems das Higgs-Feld nicht gleich 0 ist. Dazu bedarf eines geeigneten "Potentials", welches die Dynamik und die Energieverhältnisse des Higgs-Feldes beschreibt.

Bei einem Körper, welcher sich in der Höhe h befindet, beschreiben wir die Lageenergie durch den Ausdruck $V(h) = g\ h$; beim Higgs-Feld Φ benutzen wir entsprechend eine Funktion $V(\Phi)$. Man beachte: Die Funktion hängt von der "Stärke des Feldes" Φ und nicht von der Position ab. Diese Funktion muss für mindestens einen Wert $\Phi_0 \neq 0$ ihren minimalen Wert annehmen.

Als Modell-Potential wählen die Physiker:

$$V(\Phi) = -\mu^2 |\Phi|^2 + \lambda^2 |\Phi|^4. \qquad [6]$$

(Die Quadrate bei den Parametern μ und λ garantieren, dass die Faktoren nicht negativ

sind. Der Term $|\Phi|^4$ bedeutet letztlich, dass das Feld mit sich selbst wechselwirkt; das soll hier aber nicht weiter thematisiert werden.) Tragen wir die V-Werte über der komplexen Φ-Ebene auf, erhält man einen Graphen wie in Abb. 2; er wird häufig als Mexikaner-Hut bezeichnet.

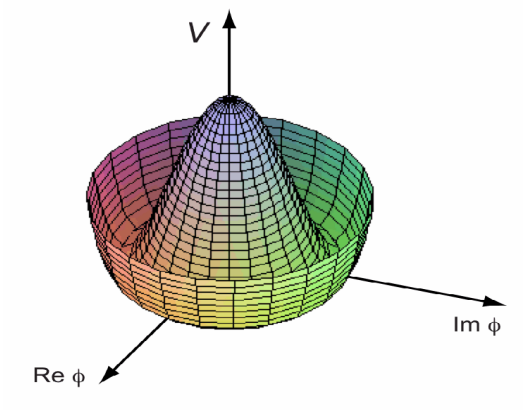


Abb. 2

Man sieht sofort, dass es hier unendlich viele Felder $\Phi_0 \neq 0$ gibt, bei denen V minimal wird. Sie haben alle den gleichen Wert von $|\Phi|$, unterscheiden sich aber in der Phase. In der Abb. 2 entsprechen sie den tiefsten Punkten der Hutkrempe.

Den Wert von $|\Phi_0|$ bestimmt man leicht durch aus der Bedingung $V' = 0$ zu

$$|\Phi_0| = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda^2}} \qquad [7]$$

Es gibt zwar unendlich viele Möglichkeiten für den Grundzustand, unsere Einfach-Welt nimmt aber nur einen davon an. In Abb. 3 haben wir der Einfachheit halber einen Feldwert Φ_0 gewählt, der rein reell ist.

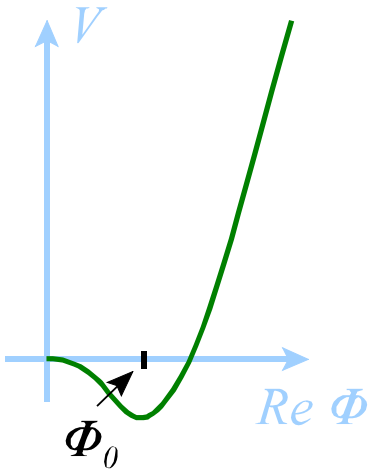


Abb. 3

Der Fall ist vergleichbar mit der Magnetisierung bei Weißschen Bezirken: Die Gleichungen, welche das Spin-System beschreiben, sind zwar rotationssymmetrisch, der Grundzustand besitzt aber eine ausgezeichnete Richtung, nämlich die Richtung der Magnetisierung. Die Symmetrie der Gleichungen wird also durch den Grundzustand gebrochen. Da sich diese Richtung spontan ausbildet, d. h. nicht vorhersagbar ist, sprechen die Physiker hier von einer **spontanen Symmetriebrechung**.

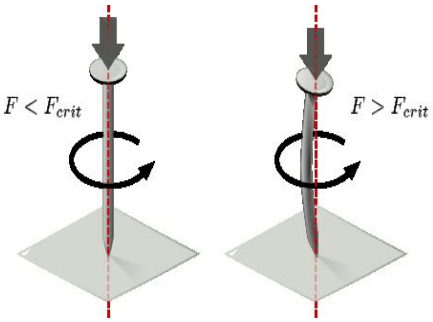


Abb. 4

Auch bei einem Nagel kann es zu einer spontanen Symmetriebrechung kommen (Abb. 4). Ist die längs der Nagelachse wirkende Kraft F nicht zu groß, so behält der Nagel seine rotationssymmetrische Form bei. Übersteigt diese Kraft aber einen kritischen Wert, so wird der Nagel krumm und verliert dadurch seine Rotationssymmetrie. Die Richtung, in der der Nagel sich krümmt, ist nicht vorherbestimmt; insofern ist auch diese Symmetriebrechung spontan.

Unsere Einfach-Welt wird zwar durch ein Potential beschrieben, welches symmetrisch bezüglich Drehungen in der Φ-Ebene ist; das (konstante) Feld Φ_0 entspricht aber einem festen Punkt in der Φ-Ebene und weist daher diese Symmetrie nicht auf. Also liegt auch hier eine spontane Symmetriebrechung vor. Diese spontane Symmetriebrechung ist von entscheidender Bedeutung für den Higgs-Mechanismus, vgl. Abschnitt 10.

9. Die potentielle Energie bei einem Weißschen Bezirk besitzt eine ähnliche Feldabhängigkeit wie das Potential des Higgs-Feldes bei unserer Einfach-Welt. Dies ist kein Zufall; denn unsere konservativen Physiker haben sich bei der Wahl des Higgs-Potentials von ihren Erfahrungen mit dem Magnetfeld leiten lassen.

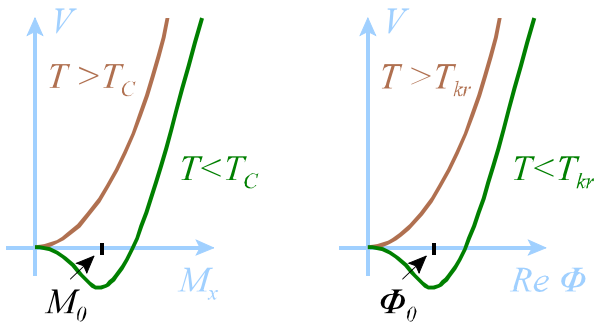


Abb. 5

Nun weiß man, dass die Magnetisierung M von Ferromagneten oberhalb einer bestimmten Temperatur, der Curie-Temperatur T_C, verschwindet. Dies lässt sich damit erklären, dass der Verlauf des Graphens im V-M-Diagramm bei Temperaturen oberhalb von T_C nicht mehr das Minimum bei einem $M_0 \neq 0$ aufweist, welches zur spontanen Symmetriebrechung führt (Abb. 5 links).

Man geht nun davon aus, dass auch bei den Higgs-Feldern das Potential V temperaturabhängig ist: Bei sehr hohen Temperaturen - wie sie etwa unmittelbar nach dem Urknall vorlagen - soll V einen ähnlichen Verlauf wie in Abb. 5 rechts ($T > T_{kr}$) gehabt haben. Das bedeutet: Zu dieser Zeit war nicht nur V rotationssymmetrisch, sondern auch der Grundzustand des Higgs-Feldes, nämlich $\Phi_0 = 0$. In dieser Zeit besaß demnach auch das $\vec{A}$-Feld in unserer Einfach-Welt keine Masse. Erst als die Temperatur unter einen kritischen Wert

T_{kr} sank, erhielt das Diagramm den in Abschnitt 8 dargestellten Verlauf und es kam zu der spontanen Symmetriebrechung, wodurch das $\vec{A}$-Feld seine Masse erhielt.

10. Wir bleiben noch bei unserer Einfach-Welt: Zutaten sind ein komplexes Higgs-Feld und ein elektromagnetisches Feld; letzteres ist an die Ladung q des Higgs-Feldes angekoppelt. Wir betrachten nun Higgs-Felder in der Nähe unseres konstanten Grundzustandes Φ_0:

$$\Phi(t,\vec{x}) = \Phi_0 + \eta(t,\vec{x}) + i\,\zeta(t,\vec{x}) \qquad [8]$$

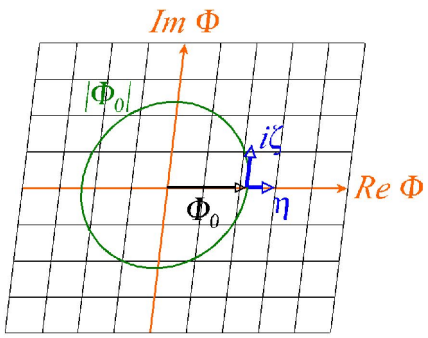


Abb. 6

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit nehmen wir Φ_0 als reell an. η und ζ sind auch reellwertig; ihre Werte sollen so klein sein, dass man Produkte davon bzw. höhere Potenzen vernachlässigen kann. Setzt man diesen Ausdruck in die zugehörige (eichinvariante) Lagrangedichte $\mathcal{L}$ ein, so erhält man eine neue Lagrangedichte, welche die Felder η, ζ und die Potentiale $\vec{A}$ und φ beschreibt. Nach einer geeigneten lokalen Eichtransformation stellt man für diese Felder folgende Eigenschaften fest:

- Das η-Feld ist noch da und hat seine Masse behalten.
- Das ζ-Feld ist verschwunden.
- Das elektromagnetische Potential hat jetzt eine Masse und eine longitudonale Komponente erhalten; es ist also nicht mehr rein transversal.

Im Teilchenbild hat - salopp gesprochen - ***das Photon das ζ-Teilchen aufgefressen***.

11. Nun wollen wir uns der **Schwachen Wechselwirkung** widmen. Diese Wechselwirkung zeigte sich den Physikern zum ersten Mal im Zusammenhang mit dem **β-Zerfall**. Später kamen auch andere Zerfälle hinzu. Bei all diesen Zerfällen konnte man unter den Reaktionsprodukten ein neutrales masseloses Teilchen ausmachen, ein **Neutrino** bzw. **Antineutrino**. Drei verschiedene Neutrinos sind bekannt: das elektronische Neutrino ν_e, das myonische Neutrino ν_μ und das tauonische Neutrino ν_τ.
Als man schließlich genügend intensive Neutrinostrahlen produzieren konnte, ließen sich auch Streuexperimente damit durchführen. Auf diese Weise konnte das Verständnis der Schwachen Wechselwirkung vertieft werden.

Man unterscheidet im Zusammenhang mit der Schwachen Wechselwirkung drei verschiedene Prozesstypen:

Leptonische Prozesse

Beispiele sind:

$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ (Myonenzerfall)

$\mu^- + \nu_e \rightarrow e^- + \nu_\mu$ (Streuprozess)

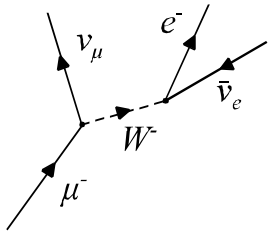


Abb. 7

Semileptonische Prozesse

Ein Beispiel ist der Zerfall eines Neutrons, wie er bei der Beta-Strahlung auftaucht:

$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ (Neutronzerfall, Hadronendarstellung)

$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$ (Neutronenzerfall, Quarkdarstellung)

Die Abb. 8 macht deutlich, dass beim Neutronzerfall neben dem zerfallenden d-Quark noch zwei weitere Quarks zugegen sind, ein u-Quark und ein weiteres d-Quark. Diese sind aber nicht direkt an der Reaktion beteiligt und werden deswegen Zuschauerquarks genannt.

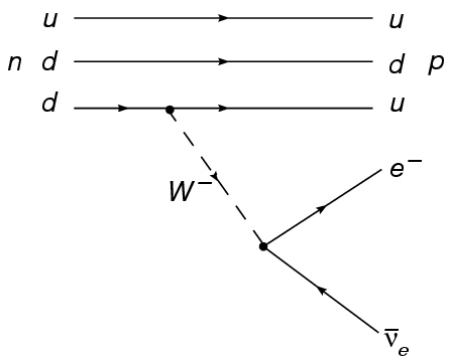


Abb. 8

Hadronische Prozesse

$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ (Kaonenzerfall, Hadronendarstellung)

$\bar{s} \rightarrow u + \bar{u} + \bar{d}$ (Kaonenzerfall, Quarkdarstellung, 1 u als Zuschauerquark)

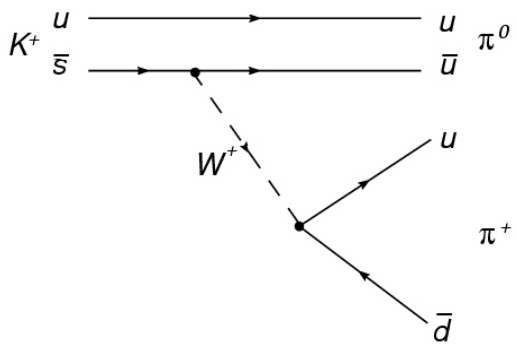


Abb. 9

Ähnlich wie bei der elektromagnetischen Wechselwirkung konnte auch die Schwache Wechselwirkung auf den Austausch von Teilchen zurückgeführt werden, den **W-Bosonen** (Abb. 7-9). Sie haben den Spin 1; ihre Felder sind vektorielle Größen - wie im Fall der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die W-Bosonen gibt es in zwei Ladungszuständen: W^+ und W^- mit den Ladungen +1e bzw. -1e.

Daneben weisen Reaktionen wie $\nu_\mu + e \rightarrow \nu_\mu + e$ auf die Existenz eines neutralen Austauschteilchens; es wird **Z^0-Boson** genannt.

Diese Austauschteilchen müssen eine große Masse haben, weil die Reichweite sehr gering ist. In Experimenten konnten die Massen bestimmt werden: $M_W \approx 80\,\mathrm{MeV}$ und $M_Z \approx 91\,\mathrm{MeV}$.

Um trotzdem eine eichinvariante und damit auch renormierbare Theorie zu erhalten, geht man von einer Theorie mit masselosen Austauschteilchen aus und wendet den Higgs-Mechanismus an; im nächsten Abschnitt werden wir dies ausführlicher darlegen. Zuvor müssen wir aber noch auf ein weiteres Problem im Zusammenhang mit der Schwachen Wechselwirkung zu sprechen kommen.

Experimente zeigen nämlich, dass die Schwache Wechselwirkung nicht paritätserhaltend ist. Das bedeutet, dass Prozesse mit Schwacher Wechselwirkung nicht spiegelbildlich ablaufen können. Es gibt nur linkshändige Neutrinos, und nur linkshändigen Elektronen und Myonen nehmen an der Schwachen Wechselwirkung teil. (Bei den Antiteilchen geht es entsprechend um rechtshändige Teilchen.)

Die Prozesse, die mit der Emission bzw. Absorption eines W-Bosons verbunden sind, lassen sich als Übergänge zwischen zwei verschiedenen Zuständen ein- und desselben Objektes ansehen. Diese Betrachtung folgt der Idee des (Starken) Isospins bei den Hadronen: Neutron und Proton unterscheiden sich hinsichtlich der Starken Wechselwirkung nicht; ihre Massen stimmen zudem fast überein. Deswegen sieht man sie als unterschiedliche Zustände eines einzigen Objekts an, welches man als Nukleon bezeichnet. Neutron und Proton bilden ein **Dublett**; ähnlich wie man sie an Elektronen mit entgegengesetzten Spins findet. Tatsächlich besitzen beide dieselbe Symmetriegruppe, nämlich SU(2). Deswegen spricht man von dem **(Starken) Isospin** (Abkürzung für Isotopenspin).

Im Rahmen der Schwachen Wechselwirkung findet man die folgenden Dubletts:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$$

(Bei d', s' und b' handelt es sich um"Mischzustände" mit dem "Hauptbestandteil" d, s bzw. b; wir werden hiervon im weiteren Verlauf keinen Gebrauch machen und können sie uns deswegen als reine Zustände vorstellen.)

Für die Schwache Wechselwirkung ist es gleichgültig, mit welchem Mitglied eines solchen Dubletts sie es zu tun hat. Diese Symmetrie beschreibt man mit dem **Schwachen Isospin**. Formal erfasst man dabei solche Dubletts, indem man die zur Beschreibung eines Fermions benutzten Dirac-Spinoren mit einem zweidimensionalen "Isospinvektor" multipliziert, z. B.:

$$\nu_e(t,\vec{x}) = \psi_L(t,\vec{x})\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad e^-(t,\vec{x}) = \psi_L(t,\vec{x})\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Die 3-Komponente des Isospins ist beim Neutrino $I_3 = \frac{1}{2}$ und beim (linkshändigen) Elektron $I_3 = -\frac{1}{2}$. Entsprechendes gilt für die anderen Dubletts.

Die rechtshändigen Fermionen haben (im Rahmen der Schwachen Wechselwirkung) keinen Partner; sie stellen Singuletts dar.

Die Starke Wechselwirkung unterscheidet nicht zwischen einem Neutron und einem Proton; genauso unterscheidet die Schwache Wechselwirkung nicht zwischen den beiden Zuständen eines Dubletts. Bei einer Schwachen Wechselwirkung können wir also ein (linkshändiges) Elektron gegen ein (elektronisches) Neutrino austauschen; sie ist invariant gegenüber einem Austausch dieser Teilchen. Allgemein gilt: Die Schwache Wechselwirkung ist invariant unter allen Transformationen der Gruppe SU(2).

Diese Gruppe wird von Linearkombinationen der Paulischen Spinmatrizen s_1, σ_2 und σ_3 erzeugt. Wir müssen dabei nicht unbedingt wissen, wie diese 2×2-Matrizen aussehen.

Eine solche Linearkombination ist z. B.

$$\sigma^+ = \frac{1}{2}(\sigma_1 + i\,\sigma_2) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Man prüft leicht nach, dass durch diese Matrix aus dem Isospinvektor $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ der Vektor $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ wird, also ein (linkshändiges) Elektron in ein (elektronisches) Neutrino transformiert wird oder aus einem b'-Quark ein s-Quark wird.

Wegen der Invarianz müssen insbesondere auch die Massen der Dublettmitglieder identisch sein. Da die Neutrinos masselos sind, müssen auch die linkshändigen Elektronen und die linkshändigen Myonen masselos sein. Das widerspricht (zunächst) allen experimentellen Erfahrungen!

Auch bei diesem Problem wird der Higgs-Mechanismus helfen können!

12. Im Zusammenhang mit dem elektromagnetischen Feld war schon auf den engen Zusammenhang zu Eichtransformationen hingewiesen worden: Hier waren die Potentiale $\vec{A}$ zusammen mit φ (Wir fassen sie im Folgenden durch das Symbol **A** zusammen!) eng verknüpft mit einer speziellen Eichtransformation, nämlich einer Phasenveränderung. Diese lässt sich durch einen einzigen Parameter beschreiben, nämlich einem Phasenwinkel. Liegt nur ein einziger Eichparameter vor, haben wir es nur mit einem einzigen Feld zu tun. Im Fall der Schwachen Wechselwirkung werden die Eichtransformationen von den Linearkombinationen $\alpha_1\,\sigma_1 + \alpha_2\,\sigma_2 + \alpha_3\,\sigma_3$ gebildet. Jetzt haben wir 3 Parameter, welche die Eichtransformation festlegen. Da liegt es nahe, dass diesen Transformationen nun auch 3 Felder zugeordnet sind. Diese Felder werden mit $\mathbf{W}_1$, $\mathbf{W}_2$ und $\mathbf{W}_3$ bezeichnet.

Linearkombinationen dieser Felder $\mathbf{W}_1$, $\mathbf{W}_2$ und $\mathbf{W}_3$ können mit beobachteten Austauschteilchen identifiziert werden; z. B. lässt sich das W^+-Boson mit dem Feld

$$\mathbf{W}^+ = \mathbf{W}_1 + i\,\mathbf{W}_2$$

beschreiben. Wie kann man sich das plausibel machen? Dieses Feld entspricht (bis auf einen konstanten Faktor) der Transformation $\boldsymbol{\sigma}^+$(s. o.), die aus einem Elektron ein Neutrino macht. Und dieser Vorgang ist mit der Emission eines W^+-Bosons verbunden!

Entsprechend beschreibt das Feld $\mathbf{W}^- = \mathbf{W}_1 - i\,\mathbf{W}_2$ unser W^-- Boson.

Weil wir es auch mit elektrisch geladenen Teilchen zu tun haben, soll auch die Ladung berücksichtigt werden: Dazu greifen wir wieder zurück auf das Isospinmodell der Starken Wechselwirkung. Dort benutzt man die (Starke) Hyperladung *Y*. Sie hängt mit der

elektrischen Ladung Q und dem (Starken) Isospin zusammen gemäß der Gell-Mann-Nishijima-Beziehung zusammen:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

(Y ist hier die Summe aus der Baryonenzahl und der Strangeness bzw. Seltsamkeit.)

Analog kann man für die Schwache Wechselwirkung die **Schwache Hyperladung** (ebenfalls mit Y bezeichnet) einführen: Der Zusammenhang ist der gleiche wie bei der Starken Wechselwirkung; allerdings wird hier natürlich der Starke Isospin durch den Schwachen Isospin ersetzt.

Betrachten wir ein paar Beispiele:

Teilchen	e^-_L	ν_e	μ^-_L	ν_μ	u_L	d'_L	u_R
$Y = 2(Q - I_3)$	-1	-1	-1	-1	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{4}{3}$

Die Hyperladung ist für die Mitglieder eines Isospindubletts immer identisch - im Gegensatz zur elektrischen Ladung. Deswegen kann man allen Dubletts (und natürlich auch allen Singuletts) eine eindeutige Hyperladung Y zuordnen. Wenn wir die Hyperladung benutzen, können wir mit den einzelnen Dubletts arbeiten, ohne darauf achten zu müssen, welche I_3-Komponente vorliegt, d. h. ob es sich z. B. gerade um ein Elektron oder um ein Neutrino handelt. Der Wert von Y ist in beiden Fälle ja gleich; bei der elektrischen Ladung wäre das nicht der Fall!

Elektrische Ladungen wechselwirken durch das **A**-Feld. Die Hyperladung hat formal dieselben Eigenschaften; deswegen kann man auf dieselbe Art und Weise die Wechselwirkung bezüglich der Hyperladung durch ein ähnliches Feld beschreiben, welches man **B**-Feld nennt (nicht zu verwechseln mit dem Magnetfeld!).

Neben den Feldern $\mathbf{W}_1$ und $\mathbf{W}_2$ (bzw. $\mathbf{W}^+$ und $\mathbf{W}^-$) haben wir also noch 2 weitere Felder, nämlich $\mathbf{W}_3$ und **B**. Was hat es mit diesen Feldern auf sich?

Eine genauere Analyse zeigt, dass unser vertrautes **A**-Feld gerade eine bestimmte Linearkombination von $\mathbf{W}_3$ und **B** ist:

$$\mathbf{A} = \cos(\theta_W)\ \mathbf{B} + \sin(\theta_W)\ \mathbf{W}_3$$

Dabei ist θ_W der Weinberg-Winkel; er beträgt etwa 29°. Er wird gerade so bestimmt, dass **A** ***nicht*** an die neutralen Neutrinos koppelt.

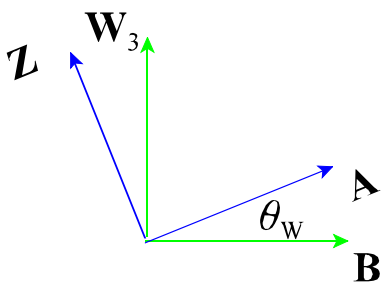


Abb. 10

Das Feld $\mathbf{Z} = -\sin(\theta_W)\,\mathbf{B} + \cos(\theta_W)\,\mathbf{W}_3$ (Abb. 10) stellt das uns schon bekannte Z^0-Boson dar.

Hier wird schon deutlich: Im Rahmen unseres Modells sind elektromagnetische und Schwache Wechselwirkung miteinander verwoben; man spricht deswegen auch von der **Elektroschwachen Wechselwirkung.** Diese Verbindung ist ein erster Schritt in Richtung auf die Große Vereinheitlichung aller Wechselwirkungen; für die Entwicklung der Theorie der Elektroschwachen Wechselwirkung erhielten S. L. Glashow, S. Weinberg und A. Salam den Physik-Nobelpreis 1979.

13. Fassen wir zunächst zusammen: In unserer Modellwelt befinden sich neben den Elektronen, Myonen, Neutrinos und den Quarks, welche wir geschickt in Dubletts (und Singuletts) strukturiert haben, auch Austauschteilchen mit den Feldern $\mathbf{W}^+$, $\mathbf{W}^-$, $\mathbf{Z}^0$ und **A**. Diese haben noch keine Masse!

In einem ersten Schritt lassen wir die Ferminonen erst mal weg; unsere Modellwelt besteht jetzt nur aus den Austauschteilchen. Um diesen eine Masse zu geben, führen wir zwei komplexe, massive Higgsfelder ein: Φ^+ und Φ^0. Das erste soll die Ladung +e besitzen, das zweite soll ungeladen sein. Diese beiden Felder kann man zu einem Isospindublett mit $I = \frac{1}{2}$ und $Y = 1$ zusammenfassen. Dieses Higgsfeld-Dublett besitzt ein Potential ähnlich wie in Abschnitt 8 dargestellt; es wechselwirkt dadurch mit sich selbst. Außerdem besteht eine Wechselwirkung mit den Feldern der Austauschteilchen; diese wird formelmäßig wieder durch eine minimale Ankopplung zum Ausdruck gebracht.

Genau wie bei unserer Einfachwelt geht man davon aus, dass es einen Grundzustand gibt, bei dem das Higgsfeld-Dublett nicht verschwindet. Es soll folgende einfache Struktur haben:

$$\begin{pmatrix} \Phi^+(t,\vec{x}) \\ \Phi^0(t,\vec{x}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

Dabei soll v ein konstanter reeller Wert sein.

Es ist sinnvoll davon auszugehen, dass der Erwartungswert von Φ^+ im Grundzustand 0 ist. Wäre dies nämlich nicht der Fall, dann würde - wie oben gezeigt - diese geladene Higgsfeld-Komponente zu einem massiven **A**-Feld führen; das würde aber nicht der physikalischen Realität entsprechen.

Genauso wie in Abschnitt 10 betrachten wir eine kleine Störung dieses Higgsfeldes; dabei soll Φ^+ weiter 0 bleiben und bei Φ^0 betrachten wir auch nur reellwertige Störungen:

$$\begin{pmatrix} \Phi^+(t,\vec{x}) \\ \Phi^0(t,\vec{x}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta(t,\vec{x}) \end{pmatrix}$$

Den imaginären Störungsteil $i\,\zeta$ lassen wir gleich weg; wir wissen ja bereits, dass dieser bei einer geeigneten Eichtransformation verschwindet.

Man geht nun weiter vor wie in Abschnitt 10. Natürlich ist die Betrachtung etwas aufwändiger; das liegt unter anderem auch daran, dass in der Lagrangedichte jetzt auch unsere σ-Matrizen auftauchen; die Rechenoperationen sind dadurch nicht nur umfangreicher, man muss obendrein auch noch beachten, dass für die Matrizen das Kommutativgesetz nicht gilt! Wir wollen hier aber nicht ins Detail gehen; interessanter ist das Ergebnis dieser Rechnung: Am Ende gibt es noch:

1 massives Higgs-Teilchen (das η-Teilchen),
2 massive W-Bosonen, die geladen sind (W^+ und W^-),
1 massives Boson, das ungeladen ist (Z^0),
1 masseloses A-Feld, welches nicht an die Neutrinos koppelt.

14. Nun füllen wir unsere Modellwelt mit den noch fehlenden Fermionen. Wenn wir dieselben Higgsfelder und denselben Grundzustand mit denselben Vakuumerwartungswerten für die Higgsfelder und auch noch dieselbe Störung betrachten, zeigt die Auswertung der Lagrangedichte, dass auch die ursprünglich masselosen (linkshändigen) Elektronen und (linkshändigen) Myonen auf diese Weise eine Masse erhalten.

Was wir uns in Abschnitt 9 zum Anfang des Universums überlegt haben, können wir unmittelbar auf die Elektroschwache Wechselwirkung übertragen: Bei den damals herrschenden Temperaturen gab es kein von 0 verschiedenes Higgs-Feld für den Grundzustand; deswegen gab es auch keine Symmetriebrechung und dementsprechend hatten die W-Bosonen und das Z-Boson auch keine Masse. Daher gab es auch keinen Unterschied zu den Photonen: Am Anfang des Universums waren die Austauschteilchen der Elektroschwachen Wechselwirkung alle gleich. Es gab keinen Unterschied zwischen der elektromagnetischen und der Schwachen Wechselwirkung.

15. Die [eingeführten] Higgs-Felder haben sich bei der Entwicklung eines tragfähigen der Elementarteilchen und ihren Wechselwirkungen als sehr fruchtbar erwiesen. Handelt es sich bei diesen Objekten nur um hypothetische Konstrukte, die in der physikalischen Realität keine Entsprechung haben, oder lassen sie sich auch durch Messungen nachweisen? Die Antwort hängt natürlich davon ab, welchen Realitätsbegriff wir voraussetzen. Der Physiker Mach etwa hätte dies von vorne herein verneint, hatte er sich doch schon vehement dagegen gewehrt, Atome oder gar Elektronen als real anzusehen.

Die Situation ist m. E. vergleichbar mit der **Modellvorstellung** des elektrischen und magnetischen Feldes. Diese sollte zunächst die Fernwirkung elektrischer und magnetischer Kräfte erklären. Mittels geeigneter Messvorschriften wurden die Felder dann auch quantitativ erfassbar, konnten aber immer noch lediglich als intervenierende Variable angesehen werden, also als eine Größe, die einen Zusammenhang herstellt zwischen zwei realen Objekten (z. B. eine felderzeugende Ladung und eine Probeladung), ohne selbst real sein zu müssen. Schließlich wurde durch die Überlegungen von

Maxwell klar, dass elektromagnetische Felder in Form von Wellen auch unabhängig von elektrischen Ladungen existieren können. Spätestens nach der Entdeckung dieser Wellen durch Hertz hatten sie schließlich den gleichen "Realitätsgrad" erreicht wie Sonne, Mond und Sterne...

Ganz ähnlich war die Entwicklung der Photonenvorstellung verlaufen: Anfangs sahen die Physiker - insbesondere auch Einstein und Planck, die geistigen Väter des Photons - in den Energiequanten der elektromagnetischen Strahlung nicht mehr als einen mathematischen Kunstgriff. Und bis in die Zwanziger Jahre meinten viele Physiker, dass Licht nicht wirklich in Form von Teilchen existierte. Diese Vorstellung änderte sich erst, als es Bose 1924 gelungen war, die Plancksche Formel für die Strahlung Schwarzer Körper herzuleiten, indem er die Photonen wie ein Gas aus Teilchen behandelte. (Dabei mussten allerdings die Photonen anders "gezählt" werden als übliche Gasteilchen, nämlich gemäß der Bose-Einstein-Statistik.) Spätestens nach der Entwicklung der Quantenelektrodynamik sahen die meisten Physiker Photonen als real an.

16. Das Higgs-Modell liefert keine exakten Angaben über die Masse des Higgs-Teilchens; es lassen sich aber unterschiedliche Abschätzungen durchführen. Diese führten zu einem Wert von etwa 100 bis 1000 GeV. Die Higgs-Teilchen können auf höchst unterschiedliche Weise erzeugt werden. Am LHC lässt man dazu zwei Protonen kollidieren. Mögliche Reaktionen sind in den Abb. 12 und 13 zu sehen. Die Wahrscheinlichkeiten für diese Prozesse sind recht unterschiedlich; sie hängen zudem von der Masse des Higgs-Teilchens ab.

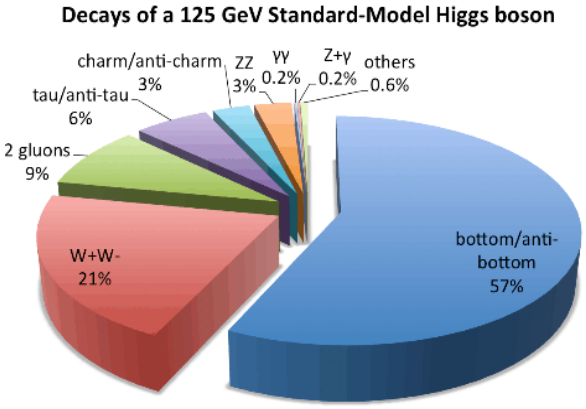


Abb. 11

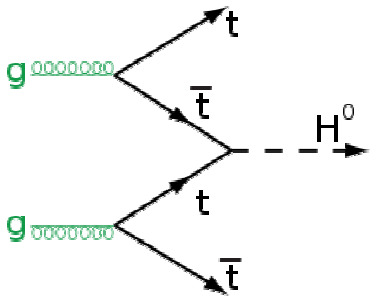


Abb. 12

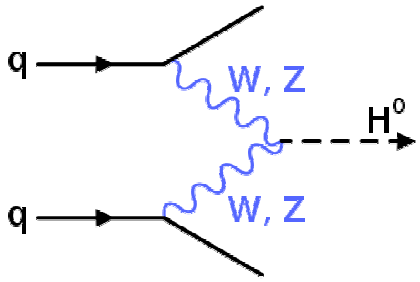


Abb. 13

Die Higgs-Teilchen sind zu kurzlebig, als dass sie direkt im Detektor nachgewiesen werden könnten. Man kann sie nur über ihre Zerfallsprodukte nachweisen. Mögliche Zerfälle sind in Abb. 14 und 15 dargestellt (*f*: Fermion; *l*: Lepton). Keineswegs kann man davon ausgehen, dass man ein Higgs-Teilchen aufgespürt hat, wenn der Detektor z. B. ein Photonenpaar mit geeigneten Energiewerten angezeigt hat. Denn diese Teilchen können auch durch völlig andere Prozesse hervorgerufen worden sein. Man kann ihnen eben nicht ansehen, ob sie aus einem Higgs-Teilchen entstanden sind. Deswegen erstellen die Physiker anhand von Modellen aufwändige Simulationen für ihre Experimente, einmal mit und einmal ohne Higgs-Teilchen. Derartige Berechnungen zeigen, dass es für diese beiden Fälle kleine Unterschiede bei den Reaktionshäufigkeiten geben sollte; diese Unterschiede sind aber so geringfügig, dass es einer großen Zahl von Messungen bedarf, bis man sich sicher sein kann, dass die gemessenen Abweichungen nicht nur auf eine statistische Schwankung zurückzuführen ist. Bis zu 600 Millionen Ereignisse pro Sekunde werden allein beim ATLAS-Detektor erzeugt und ausgewertet; in mehreren Monaten kommen dabei nur wenige Hundert Higgs-Teilchen vor. Es ist also nicht übertrieben, wenn man hier von einer **Suche nach der sprichwörtlichen Nadel im Heuhaufen** spricht.

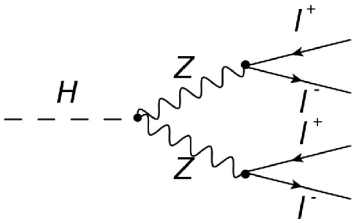


Abb. 14

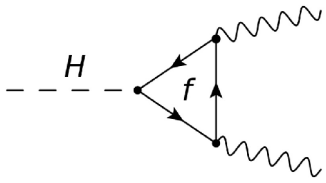


Abbildung 15

Die Suche ist obendrein sehr mühselig: Die Forscher müssen nicht nur alle möglichen Produktionskanäle, sondern auch alle möglichen Zerfallskanäle betrachten. Erschwerend kommt hinzu, dass gerade diejenigen Prozesse, die am meisten Higgs-Teilchen produzieren, von einem starken Untergrund begleitet werden. Gleiches gilt für den Zerfall: Ein Higgs-Teilchen zerfällt (bei dem angenommen Massenbereich von 100 bis 150 GeV) am wahrscheinlichsten in ein b-Quark und sein Antiteilchen (Der Grund ist: Die Zerfallswahrscheinlichkeit des Higgs-Teilchens ist proportional zur Masse der Zerfallsprodukte); diese Teilchen tauchen aber auch bei anderen Reaktionen im LHC massenhaft auf!

Es ist demnach nicht verwunderlich, dass die Suche nach dem Higgs-Teilchen einige Jahre gedauert hat; dabei waren weltweit ca. 2000 Forscher beteiligt! Inzwischen ist man sehr sicher, bei 125 GeV Schwerpunktsenergie ein Teilchen entdeckt zu haben, welches die in den Simulationen erwarteten Eigenschaften eines Higgs-Teilchen aufweist (Abb. 16).

Was heißt hier “sicher”? Die Forscher sprachen im Sommer 2013 von einer Signifikanz von mindestens 5 Sigma. Das bedeutet: Dass die beobachteten Messergebnisse nicht das gesuchte Higgs-Teilchen zeigen, ist genauso unwahrscheinlich wie beim Werfen einer fairen zweiseitigen Münze 22-mal nacheinander die „Zahl“ oben zu haben. Inzwischen

(Dezember 2013) ist bei den Gamma- und den W-Boson-Zerfällen eine Signifikanz von 10 Sigma erreicht.

17. Die Untersuchungen zum Higgs-Teilchen sind damit längs noch nicht abgeschlossen. Bis zum Sommer 2013 sind nur Zerfälle der Higgs-Teilchen in Bosonen bestätigt worden. Lassen sich auch **Wechselwirkungen mit Fermionen** (vorzugsweise Tauonen) nachweisen? Hat das beobachtete 125 GeV-Teilchen den erwarteten Spin 0? Zur Zeit (Dezember 2013) gibt es Anzeichen dafür, dass diese Fragen mit Ja beantwortet werden können.

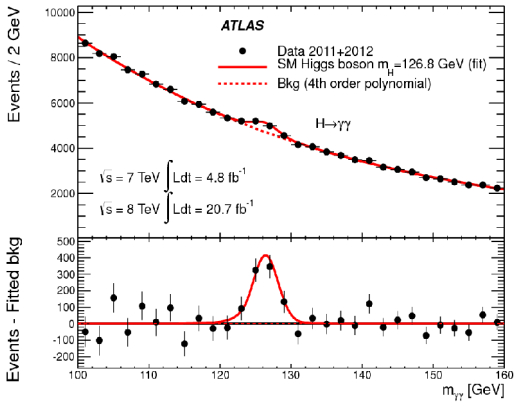


Abb. 16

Endnoten

1. Danach ist die Wechselwirkung mit dem Higgsfeld wie eine Art Reibung. Angeblich - so liest man häufig - ist es zum Beispiel deutlich schwerer einen Gegenstand in Honig zu beschleunigen als im Vakuum. Da massereiche Objekte auch schwerer zu beschleunigen sind, kann die Stärke der Reibung im Honig gedeutet werden als Masse des Objekts. Der Haken an dieser Betrachtung ist evident: Die Reibungskraft beim Honig ist proportional zur Geschwindigkeit, aber nicht zur Beschleunigung!

2. Hier bedeutet dies: Man muss nicht Quantenfeldtheorie studiert haben, aber man sollte sich daran erinnern können,

- dass Mikroobjekte (bzw. Teilchen wie Elektronen oder Neutrinos) sich durch Wellenfunktionen beschreiben lassen
- dass diese Wellenfunktionen Wahrscheinlichkeiten beschreiben
- dass sich diese Wellenfunktionen als Lösungen von Differenzialgleichungen ergeben
- dass man die Teilchen in Fermionen und Bosonen aufteilen kann
- dass die Fermionen halbzahligen Spin und die Bosonen ganzzahligen Spin haben
- dass sich das dynamische Verhalten von Systemen (insbesondere die Wechselwirkung) durch Lagrangefunktionen beschreiben lässt
- dass Wechselwirkungen auf Felder bzw. deren Austauschteilchen zurückgeführt werden
- dass elektrische und magnetische Felder auf entsprechende Potentiale, nämlich auf das elektrische Potential φ und das Vektorpotential $\vec{A}$ zurückgeführt werden können

3. Wir arbeiten hier und im Folgenden zur Vereinfachung in einem Einheitensystem mit $c = 1$. Um in das übliche Einheitensystem umzuwandeln, braucht man nur t durch $c\ t$ ersetzen. Außerdem benutzen wir auch $h = 1$.

4. Die minimale Ankopplung ist ein formaler Vorgang, wodurch eine Wechselwirkung in die Wellengleichung eines Teilchens, z. B. eines Elektrons, eingeführt wird. Im Fall der elektromagnetischen Wechselwirkung geschieht dies, indem man dazu die Ableitungen der Differentialgleichungen folgendermaßen ersetzt:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} + i\,\frac{q}{\hbar}\,\varphi(t,\vec{x})$$
$$\frac{\partial}{\partial x} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x} - i\,\frac{q}{\hbar}\,A_x(t,\vec{x})$$
$$\frac{\partial}{\partial y} \rightarrow \frac{\partial}{\partial y} - i\,\frac{q}{\hbar}\,A_y(t,\vec{x})$$
$$\frac{\partial}{\partial z} \rightarrow \frac{\partial}{\partial z} - i\,\frac{q}{\hbar}\,A_z(t,\vec{x})$$

Quellen

Peter Schmüser: Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker, Springer, Berlin 1995

Lewis H. Ryder: Quantum Field Theory, Cambridge University Press, Cambridge 1985

Bjorken/Drell: Relativistische Quantenmechanik, BI, Mannheim 1964

Bjorken/Drell: Relativistische Quantenfeldtheorie, BI, Mannheim 1965

L. J. Tassie: The Physics of Elementary Particles, Longman, London 1973

www.atlas.ch/HiggsResources/

www.quora.com

www.quantum-bits.org